

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ТОНКИХ КВАНТОВАННЫХ ПРОВОЛОКАХ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА С ЗАРЯЖЕННЫМИ ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ

А. М. КАЗАРЯН, А. П. БЕЗИРГАНЯН, Э. М. КАЗАРЯН

Во втором порядке теории возмущений вычислен коэффициент внутризонного поглощения света в тонких квантовых полупроводниковых проволоках. Задача решена с учетом взаимодействия электронов с заряженными центрами. В случае заполнения одной подзоны для нормального падения света получена явная зависимость коэффициента поглощения от частоты светового кванта и размеров сечения проволоки.

Квантовые размерные эффекты, достаточно хорошо изученные для систем, пространственно-ограниченных в одном направлении (тонкие пленки), в принципе могут проявляться и в тонких проволоках (так называемых «усах») полупроводников и полуметаллов. Поскольку состояние квазичастиц в проволоках определяется двумя дискретными и одним непрерывным квантовыми числами [1], то следует ожидать, что физические свойства, в частности, и оптические в таких средах будут существенно отличаться от аналогичных свойств массивных образцов и пленок. Так, в работах [2, 3] исследовано междзонное поглощение света монохроматической световой волны в проволоке в условиях проявления квантового размерного эффекта. В работе [4] рассмотрено внутризонное поглощение света в указанных средах с учетом взаимодействия носителей заряда с колебаниями решетки. Как показано в этих работах, в случае как междзонного, так и внутризонного поглощения возникают осцилляции коэффициента поглощения и существенно меняются их частотные зависимости.

В настоящей работе рассматривается внутризонное поглощение света в размерно-квантованных проволоках с учетом взаимодействия электронов с заряженными примесными центрами. Расчет ведется на основе стандартной теории квантовых переходов согласно общей формуле

$$\alpha = \frac{\kappa}{cn} P, \quad (1)$$

где κ — диэлектрическая постоянная, n — коэффициент преломления, c — скорость света, P — вероятность поглощения фотона. Выражение для P во втором порядке теории возмущений дается формулой

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_i \frac{|M_{0i}^{np} M_{if}^{op}|^2}{(E_0 - E_i)^2} G(E_f), \quad (2)$$

где M_{if}^{op} — оптический матричный элемент, M_{0i}^{np} — матричный элемент рассеяния электрона на примесном центре, E_i — энергия промежуточного состояния, $G(E_f)$ — плотность конечных состояний.

Волновые функции и спектр энергии электрона в случае круглого сечения проволоки выражаются соответственно формулами [1]

$$\psi_{smk} = V^{-1/2} \frac{J_{|m|}(\lambda_s^{(m)})}{J_{|m|+1}(\lambda_s^{(m)})} \exp(im\varphi) \exp(ikz), \quad (3)$$

$$E_{smk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2}{2m^* R^2} (\lambda_s^{(m)})^2, \quad (4)$$

где R — радиус сечения проволоки, квантовое число $m=0, \pm 1, \pm 2 \dots$ нумерует функции Бесселя, $\lambda_s^{(m)}$ — s -ый корень функции Бесселя, k — проекция волнового вектора на ось проволоки. С учетом волновых функций (3) для матричного элемента электрон-фотонного взаимодействия в предположении, что свет падает перпендикулярно к оси проволоки, будем иметь

$$\langle s'm'k' | H^{(0p)} | smk \rangle = -k \left(\frac{8e^2 \hbar^3}{\pi m^{*2} \omega} \right)^{1/2} F_{s,s'}^{m,m'} \delta_{k,k'}, \quad (5)$$

где

$$F_{s,s'}^{m,m'} = \int_0^1 \frac{J_{|m|}(\lambda_s^{(m)} t) J_{|m'|}(\lambda_{s'}^{(m')} t)}{J_{|m|+1}(\lambda_s^{(m)}) J_{|m'|+1}(\lambda_{s'}^{(m')})} J_{|m'-m|}(iq_{\parallel} R t) t dt, \quad (6)$$

а ω — частота падающего излучения.

Потенциал рассеяния электрона на заряженных примесных центрах можно записать в виде

$$V(r) = \frac{e^2}{\epsilon r} \exp(-q_0 r), \quad (7)$$

где q_0^{-1} — радиус экранирования, вид которого зависит от состояния электронного газа. После простого интегрирования по цилиндрическим координатам φ и z матричный элемент взаимодействия электрона с примесным центром примет вид

$$\begin{aligned} \langle s'm'k' | V(r) | smk \rangle &= \frac{4\pi R^2 e^2 \delta_{m,m'}}{\epsilon V J_{|m|+1}(\lambda_s^{(m)}) J_{|m'|+1}(\lambda_{s'}^{(m')})} \times \\ &\times \int_0^1 J_{|m|}(\lambda_s^{(m)} t) J_{|m'|}(\lambda_{s'}^{(m')} t) K_0(Rt \sqrt{(k-k')^2 + q_0^2}) t dt. \end{aligned} \quad (8)$$

Вычисление интеграла (8) особенно упрощается при $m=0$ и $R \sqrt{(k-k')^2 + q_0^2} \gg 1$. Последнее неравенство хорошо выполняется, например, для InSb (при $m^* = 0,013 m_0$, $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 15,9$, $q_0 = 10^6 \text{ см}^{-1}$) уже при значениях радиуса сечения проволоки порядка $R = 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ см}$.

При вышеуказанных приближениях для матричного элемента (8) получаем

$$\langle s'k' | V(r) | s k \rangle = \frac{4\pi e^2 / \kappa V}{J_1(\lambda_s^0) J_1(\lambda_{s'}^0)} \times \\ \times \{ [(k-k')^2 + q_0^2 + (\lambda_s^0 - \lambda_{s'}^0)^2 / R^2] [(k-k')^2 + q_0^2 + (\lambda_{s'}^0 + \lambda_s^0)^2 / R^2] \}^{-1/2}. \quad (9)$$

В дальнейшем, как видно из (2), при вычислении $\alpha(\omega)$ надо учесть два типа процессов — с первоначальным рассеянием на примесном центре и последующим поглощением фотона и, наоборот, с первоначальным поглощением фотона. Для первого типа процессов имеем

$$E_0 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + a(\lambda_s^0)^2 + \hbar\omega = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*} + a(\lambda_{s'}^0)^2 = E_f, \quad (10)$$

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^*} + a(\lambda_{s_i}^0)^2 + \hbar\omega = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*} + a(\lambda_{s'}^0)^2 + \hbar\omega;$$

здесь $k_i = k'$, так как продольным импульсом фотона можно пренебречь по сравнению с импульсом электрона. Для матричных элементов взаимодействия соответственно электрон-примесный центр и электрон-фотон будем иметь

$$\langle s_i k_i | V | s k \rangle = \frac{4\pi e^2}{\kappa V} B_{ss_i} \times \\ \times \{ [(k-k')^2 + q_0^2 + (\lambda_s^0 - \lambda_{s_i}^0)^2 / R^2] [(k-k')^2 + q_0^2 + (\lambda_s^0 + \lambda_{s_i}^0)^2 / R^2] \}^{-1/2}, \quad (11)$$

где

$$B_{ss_i} = [J_1(\lambda_s^0) J_1(\lambda_{s_i}^0)]^{-1}, \\ \langle s' m' k' | H^{op} | s_i m_i k_i \rangle = -k \left(\frac{8e^2 \hbar^3}{\pi m^{*2} \kappa \omega} \right)^{1/2} F_{s_i s'}^m \delta_{k_i k'}. \quad (12)$$

Для второго типа процессов соответственно имеем

$$E_0 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + a(\lambda_s^0)^2 + \hbar\omega, \\ E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^*} + a(\lambda_{s_i}^0)^2 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + a(\lambda_s^0)^2, \\ \langle s_i m_i k_i | H^{op} | s m k \rangle = -k \left(\frac{8e^2 \hbar^3}{\pi m^{*2} \kappa \omega} \right)^{1/2} F_{s_i s}^m \delta_{k_i k}, \quad (13)$$

$$\langle s' k' | V | s_i k_i \rangle = \frac{4\pi e^2}{\kappa V} B_{s_i s'} \times \\ \times \{ [(k-k')^2 + q_0^2 + (\lambda_{s_i}^0 - \lambda_{s'}^0)^2 / R^2] [(k-k')^2 + q_0^2 + (\lambda_{s_i}^0 + \lambda_{s'}^0)^2 / R^2] \}^{-1/2}. \quad (14)$$

Пользуясь выражениями (11) и (12), в случае заполнения одной подзоны для коэффициента поглощения для первого типа процессов получаем следующее выражение:

$$z_1 = \frac{2}{cn} \left(\frac{\hbar k'}{2Rm^*} \right)^2 \frac{n_e n_f}{\hbar\omega} (2m^*)^{1/2} (4e^2)^3 \sum_i |B_{1s_i}|^2 |F_{s_i}^{m'}|^2 \times \\ \times \frac{[\hbar^2 k'^2 / 2m^* + a(\lambda_{s_i}^{1m'})^2 - a(\lambda_1^0)^2]^{-1/2} [a(\lambda_{s_i}^{1m'})^2 - a(\lambda_{s_i}^0)^2 - \hbar\omega]^{-2}}{[(k-k')^2 + q_0^2 + (\lambda_1^0 - \lambda_{s_i}^0)^2 / R^2] [(k-k')^2 + q_0^2 + (\lambda_1^0 + \lambda_{s_i}^0)^2 / R^2]}. \quad (15)$$

В выражение z_1 мы ввели концентрации примесных центров и электронов ($n_e = \frac{N_e}{V}$, $n_f = \frac{N_f}{V}$). Для z_2 имеем аналогичное выражение.

Полученный результат надо усреднить по бoльцмановскому распределению, однако частотную зависимость $a_i(\omega)$ можно проследить из уже полученного. Для этого рассмотрим представляющие интерес следующие предельные случаи.

$$1. \hbar\omega / K_B T \gg 1, \hbar\omega \gg a(\lambda_1^0 + \lambda_{s_i}^0)^2.$$

В последнем неравенстве мы пренебрегли характерными проволоочными частотами перехода по сравнению с частотой кванта. Выполнение первого неравенства делает вклад от второго типа процессов малым по сравнению с вкладом от первого типа процессов. Тогда нетрудно убедиться, что $z_1(\omega) \sim \omega^{-4.5}$.

Проведем сравнение с соответствующими результатами для массивного и пленочного образцов. В выражении $a_i(\omega)$ появилась новая характерная величина — R^{-2} . Она входит в выражение для плотности состояний в проволоке. Появление этой величины означает, что должен исчезнуть другой характерный параметр одинаковой с R^{-2} размерности. Этой величиной является $2m^*\omega/\hbar$. Так как для массивного образца $a(\omega) \sim \omega^{-3.5}$, полученный результат становится ясным. Отметим, что в тонких квантованных пленках соответствующими характерными величинами являются L^{-1} и $(2m^*\omega/\hbar)^{1/2}$, где L — толщина пленки [5]. Таким образом, ограничение образца в одном или в двух направлениях приводит к более сильной частотной зависимости коэффициента внутризонного поглощения ($\alpha_{пл} \sim \omega^{-4}$ для пленки, $\alpha_{пр} \sim \omega^{-4.5}$ — для проволоки).

2. Рассмотрим другой предельный случай:

$$\hbar\omega \gg K_B T, a(\lambda_1^0 - \lambda_{s_i}^0)^2 \gg \hbar\omega \gg a(\lambda_{s_i}^0)^2 - a(\lambda_{s_i}^{1m'})^2.$$

Нетрудно заметить, что в этом случае $z_1(\omega) \sim \omega^{-2.5}$.

Ереванский государственный
университет

Ереванский политехнический
институт

Поступила 14.I.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Тавлер, П. Д. Блох, Е. Л. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).
2. А. А. Киракосян, Э. М. Казарян. Ученые записки ЕрГУ, 3, 44 (1974).
3. А. А. Киракосян, Э. М. Казарян. Сб. ВИМИ, Рипорт, № 4, 1975.

4. Э. М. Казарян, В. Г. Григорян, А. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 351 (1976).
 5. К. С. Арамян, Э. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 122 (1976).

ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐՋՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ
 ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՁԱՅԻՆ ԳԼԱՆՈՒՄ, ԵՐԲ ՀԱՇՎԻ Է
 ԱՌՆՎՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
 ԼԻՑԻԱՎՈՐՎԱԾ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ՀԵՏ

Ա. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Հ. Պ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Է. Մ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ

Խոտորումների տեսության երկրորդ մոտավորությամբ հաշվված է լույսի ներդրային կլանման գործակիցը բարակ քվանտացված կիսահաղորդչային գլանում, ինդիլը լուծված է հաշվի առնելով էլեկտրոնների փոխազդեցությունը լիցքավորված խառնուրդային կենտրոնների հետ: Բացահայտված է լույսի կլանման գործակիցի կախվածությունը լույսային քվանտի հաճախությունից և գլանի կտրվածքի չափսերից մեկ ննթազոնայի լրացվածության և լույսի նորմալ անկման դեպքում:

INTERBAND ABSORPTION OF LIGHT IN A THIN SEMICONDUCTOR QUANTIZED WIRES TAKING INTO ACCOUNT THE INTERACTION OF ELECTRONS WITH CHARGED DEFECT CENTERS

A. M. KAZARYAN, H. P. BEZIRGANYAN, E. M. KAZARYAN

In the second approximation of perturbation theory the coefficient of interband absorption of light is calculated for a thin semiconductor wire. The problem is solved taking into account the interaction of electrons with charged defect centers. The explicit dependence of the light absorption coefficient on the frequency of light quantum and the cross-section of the wire is obtained in the case of complete filling of one subband and the normal incidence of light.